اندازه حرکت زاویه‌ای مداری پارتون‌ها در نوکلئون: نمایش مدل ولون

مؤمنی فیلی، مریم[۱]؛ آرش، فیروز[۲]؛ تقوی شهری، فاطمه[۳]؛ شهوه، ابوالفضل[٤]

[1] دانشکده فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات، تهران

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه تفرش، تفرش

[۳] دانشکده فیزیک، دانشگاه فردوسی، مشهد

[٤] پژوهشکده ذرات و شتابگر ها، پژوهشگاه دانش های بنیادی، تهران

چکیده

با بهره‌گیری از نمایش ولون نوکلئون، سهم اندازه حرکت مداری پارتون‌های (کوارک‌ها و گلوئون) نوکلئون در تکانه‌ی زاویه‌ای کل آن حساب شده است. این محاسبه در مرتبه‌ی NLO انجام گرفته است. نتیجه‌ی به‌دست آمده نشان می‌دهد که میانگین اندازه حرکت زاویه ای مداری کوارک‌ها مثبت، اما کوچک است و میانگین اندازه حرکت زاویه ای مداری گلوئون منفی و بزرگ است. افزون بر این، وابستگی اندازه حرکت زاویه ای مداری کوارک‌ها و گلوئون به کسر تکانه‌ی آنها، متغیر x بیورکن نشان داده شده است.

Orbital Angular Momentum in Nucleon Based In the Valon Representation

Momeni Feili, Maryam[1]; Arash, Firooz[2]; Taghavi-Shahri, Fatemeh[3]; Shahveh, Abolfazl[4]

[1] Department of Physics,Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran
[2] Department of Physics, Tafresh University, Tafresh
[3] Department of Physics, Ferdowsi University, Mashhad
[4] School of Particle and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

We have use Ji's decomposition of nucleon spin and calculated the Orbital Angular Momentum of quarks and gluon in the nucleon. Calculations are carried out in the next- to- leading order, utilizing the so-called valon model. It is found that the average quark orbital angular momentum is positive, but small, and the average gluon orbital angular momentum is negative and large. We have also calculated the quarks and gluon orbital angular momentum in the Bjorken-x space.

PACS No 13

مقدمه

فرآیند پراکندگی ناکشسان ژرف قطبیده، سر راست ترین روش برای کاویدن اندرونه‌ی اسپینی نوکلئون است. با این آزمایش‌ها می‌توان تابع توزیع قطبیده‌ی پارتون‌ها، یعنی $\Delta q_f\left(x,Q^2\right)$ را تعیین کرد. آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان ژرف نشان می‌دهد که ساختار نوکلئون پیچیده است و اندرونه‌ی اسپینی آن، هنوز پس از گذشت بیش از بیست و پنج سال تا روشنی کامل فاصله دارد. آزمایش‌های نخستین در اواخر سال‌های ۱۹۸۰ نشان داد که جمع اسپین کوارک‌های نوکلئون بسیار کوچک‌تر از $\frac{1}{2}$ مورد انتظار است. در واقع، نتایج تجربی نشان می‌دهند که سهم کوارک‌های ظرفیتی در اسپین پروتون تنها ۲۰٪ است. سهم کوارک‌های دریا هم ناچیز است. بنابراین، بقیه‌ی اسپین آن را باید در اسپین گلوئون و در تکانه‌ی زاویه‌ای جمعی پارتون‌های پروتون جستجو کرد. اما تجزیه‌ی تکانه‌ی زاویه‌ای نوکلئون به اسپین سرشتی پارتون‌ها و تکانه‌ی زاویه‌ای مداری آن‌ها خیلی روشن نیست و یک موضوع باز نظری است. این بدان معنی است که چگونه می‌توان تکانه‌ی

زاویه‌ای کل را به مشاهده‌پذیرهایی تجزیه کرد که ناوردایی پیمانه‌ای را پاس بدارند. رویکردهای گوناگونی پیشنهاد شده است. Jaffe و Manohar از چارچوب مخروط نوری و پیمانه مخروط نوری به منظور جداسازی اسپین نوکلئون استفاده کرده اند [۱]. یک جداسازی دیگر توسط Ji ارائه شده است [۲]. اما تاکنون هم‌گرایی در میان فیزیک‌دان‌های این شاخه به‌دست نیامده است. با این حال همه در قاعده‌ی جمع زیر توافق دارند:

$$\frac{1}{2}=\frac{1}{2}\Delta\Sigma+\Delta G+L_{q,g} \qquad (۱)$$

که در آن $\Delta\Sigma$ سهم کوارک‌های ظرفیتی در اسپین نوکلئون و ΔG سهم گلوئون است. جمله‌ی سوم در سمت راست رابطه‌ی (۱) سهم تکانه‌ی زاویه‌ای مداری پارتون‌هاست. جداسازی این جمله‌ی آخری به بخش های مربوط به کوارک‌ها و گلئون مشکلی است که در بالا نام بردیم. در چند سال گذشته، دو جمله‌ی نخست رابطه‌ی (۱) در مدل ولون [۳ و ٤] و در مرتبه NLO بررسی شده است [۵]. این مدل در تعیین توابع ساختار قطبیده‌ی پروتون، نوترون، و دوترون، $g_1^{p,n,d}$ بسیار موفق بوده است و یافته‌های آن با داده‌های تجربی سازگای چشم‌گیری داشته است. هم‌چنین، سهم چاشنی-های کوارک‌ها، $\Delta q_f\left(x,Q^2\right)$، در اسپین نوکلئون را به دست داده است. افزون بر این، مدل ولون پیش بینی می‌کند که قطبش کوارکهای دریا قابل چشم پوشی است [٦ و۷]. این پیش‌بینی اینک با داده‌های تجربی تایید شده است. مدل ولون هم‌چنین نشان می-دهد که $\delta g\left(x,Q^2\right)$ کوچک است، اما گشتاور اول آن یعنی ΔG بزرگ است و با زیاد شدن مقدار Q^2 افزایش می یابد [۷]. این یافته نیز با QCD سازگار است. محاسبه‌ی مدل ولون و نیز نتایج تجربی نشان می‌دهند که $\Delta\Sigma$ با Q^2 تغییر نمی‌کند، اما ΔG با زیاد شدن Q^2، بزرگ می‌شود. در نتیجه، تنها با سهم اسپینی گلوئون و کوارک، نوکلئون با اسپین $S_z=\frac{1}{2}$ شدنی نیست . بنابراین، باید سهم دیگری را در نظر بگیریم تا به اسپین $\frac{1}{2}$ نوکلئون بیانجامد. این بدان معنی است که عامل تازه باید با افزایش سهم گلوئون مقابله کند. تنها چشمه‌ی دیگر که ممکن است در تکانه‌ی زاویه‌ای کل نوکلئون سهم داشته باشد، تکانه‌ی زاویه‌ای مداری پارتون-هاست. در مرجع [۸] با استفاده از رابطه (۱)، اندازه تکانه‌ی زاویه-ای مداری کل پارتونهای نوکلئون تخمین زده شده است. نتیجه‌ی به دست آمده این است که تکانه‌ی زاویه‌ای مداری کل پارتونها منفی است و با افزایش Q^2، کاهش می‌یابد. در واقع، در حدود بیست و هشت سال قبل P. G. Ratcliffe برای اولین بار از لحاظ تئوری وجود این تکانه زاویه‌ای منفی را پیش بینی نمود [۹].

هدف ما در این مقاله، ارائه گزارش از نتایجی است که برای سهم تکانه‌ی زاویه‌ای مداری کوارک‌ها و گلوئون در اسپین نوکلئون به دست آورده ایم. محاسبات ما در تقریب NLO در تئوری اختلالی و بر اساس مدل ولون برای پروتون انجام شده است.

تکانه زاویه ای مداری

در این گزارش محاسبات خود را به استفاده از جدا سازی Ji محدود خواهیم کرد که به صورت زیر می باشد [۲]:

$$\frac{1}{2}=\frac{1}{2}\sum_q\Delta q+\sum_q L_q^z+J_g^z \qquad (۲)$$

در این جداسازی تکانه‌ی زاویه‌ای مداری کوارک به توزیع‌های پارتونی تعمیم یافته مربوط اند [۱۰]:

$$L^q=\int dx\int d^2b\left(xH^q\left(x,b\right)+xE^q\left(x,b\right)-\tilde{H}^q\left(x,b\right)\right) \qquad (۳)$$

توزیع های پارتونی تعمیم یافته را می توان در پراکندگی کامپتون مجازی ژرف اندازه گیری کرد و در حد موضعی، به عامل‌های شکل کاهش می‌یابند، که با استفاده از عناصر ماتریسی تانسور انرژی- تکانه $\Theta^{\mu\nu}$ به‌دست می‌آیند. اندرونه‌ی فیزیک قاعده جمع Ji اساسا عبارت است از [۲]:

$$J_{q,g}^z=\frac{1}{2}\left[A_{q,g}\left(0\right)+B_{q,g}\left(0\right)\right] \qquad (٤)$$

که در آن عامل شکل $B\left(q^2\right)$، به ازای $q^2=0$ از رابطه‌ی زیر پیروی می کند که در آن جمع بر روی همه‌ی پارتون ها بسته شده است:

$$B\left(0\right)=\sum_i B_i\left(0\right)=0 \qquad (۵)$$

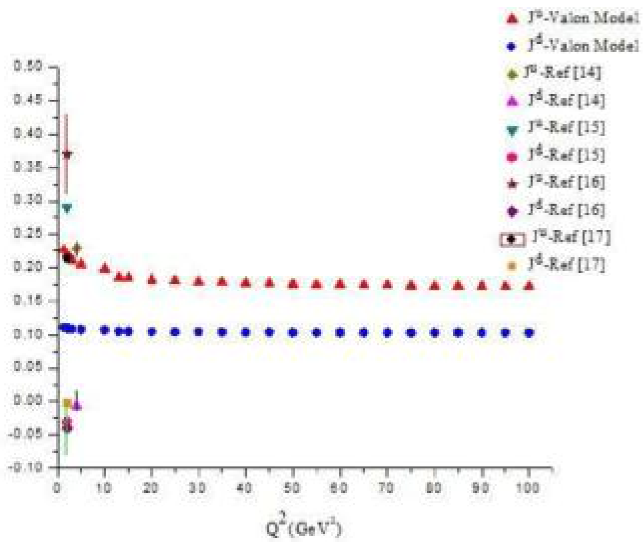
$A\left(q^2\right)$ کسر تکانه‌ی نوکلئون است که هر یک از عناصر سازنده نوکلئون حمل می‌کند. برای بخش‌های کوارک و گلوئون، رابطه (٤) به روابط زیر تبدیل می شود:

$$J_q^z=\frac{1}{2}x\left[\left\langle q\left(x\right)\right\rangle+B_q\left(0\right)\right] \qquad (٦)$$

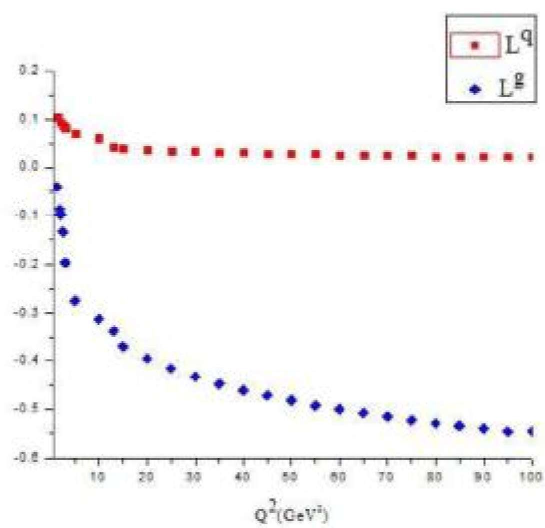
$$J_g^z=\frac{1}{2}x\left[\left\langle g\left(x\right)\right\rangle+B_g\left(0\right)\right] \qquad (۷)$$

محاسبه‌های شبکه ای و تحلیل‌های پدیده شناختی نشان میدهند که $B_{q,g}$ کوچک است [۱۱]. از این رو، ما در محاسبه‌ی خود $B_{q,g}$ را برابر صفرقرار خواهیم داد.

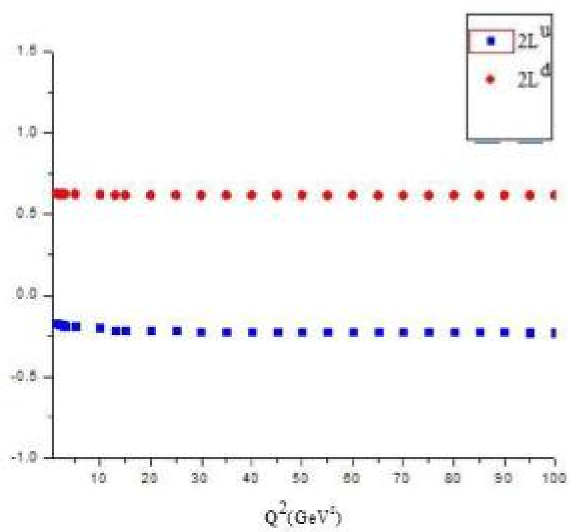
در نتیجه، معادله تحول توزیع‌های تکانه‌ی زاویه‌ای $J_{q,g}(x)$، دقیقاً همانند توزیع های گلوئون و کوارک ناقطبیده می شود [۱۲]. این توزیع‌ها در مدل ولون در بازه‌ی سینماتیکی گستره‌ی $x=\left[10^{-6},0.95\right]$ و $Q^2=\left[0.4,10^6\right]\mathrm{GeV}^2$ محاسبه شده‌اند. جزئیات این محاسبه در [۱۳] آمده است. در شکل (۱) رفتار $L_q(Q^2)$ و $L_g(Q^2)$ را در چندین مقدار Q^2 در بازه $Q^2=[1.35,100]\mathrm{GeV}^2$ نشان داده ایم. از این نمودار پیداست که تکانه‌ی زاویه‌ای مداری کوارک‌ها کوچک و مثبت اند اما تکانه‌ی زاویه‌ای مداری گلوئون منفی است و با افزایش Q^2 کاهش می‌یابد.



شکل ۲ : تکانه‌ی زاویه ای کل برای کوارک u و کوارک d در مدل ولون و مقایسه با کارهای دیگران.



شکل ۱ : تکانه‌ی زاویه ای مداری کوارکها و گلوئون در مدل ولون.



شکل ۳ : تکانه‌ی زاویه ای مداری برای کوارک u و کوارک d در مدل ولون.

تکانه‌ی زاویه‌ای کل کوارکهای u یعنی J_u و کوارکهای d یعنی J_d در مدل ولون و مقایسه آنها با نتایج به دست آمده در مراجع [۱٤، ۱۵، ١٦ و ۱۷] در شکل (۲) ارائه شده است.

تکانه‌ی زاویه‌ای مداری کوارک u، L_u، و کوارک d، L_d، علامت های مخالف با یکدیگر دارند و تا حد زیادی اثر همدیگر را خنثی می کنند. نتایج ما نشان می دهند که L_d مثبت و L_u منفی است. شکل (۳) نشان دهنده این یافته است.

محاسبه تکانه زاویه ای مداری در فضای x بیورکن

برای تعیین وابستگی تکانه‌ی زاویه‌ای مداری کوارک‌ها به کسر تکانه‌ی آنها، x ، یعنی $L_q(x,Q^2)$، رابطه زیر را در نظر می گیریم:

$$\int_0^1 L_q\left(x,Q^2\right)dx = L_q\left(Q^2\right) \qquad (۸)$$

که در آن $L_q(Q^2)$ عبارت است از:

$$L_q\left(Q^2\right) = J_q - \frac{1}{2}\Delta\Sigma \qquad (۹)$$

در این رابطه $\Delta\Sigma$ گشتاور اول قطبش کوارک با مقدار تقریبی در حدود ۰.۳۸ است و J_q تکانه‌ی زاویه‌ای کل کوارک است و از رابطه زیر به دست می آید:

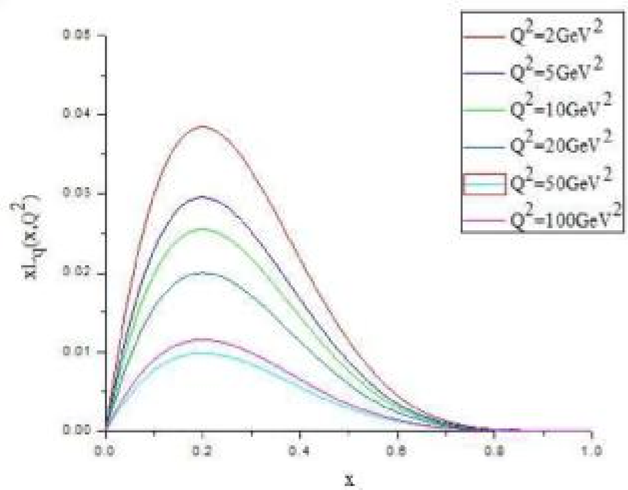
$$J_q = \frac{1}{2}\int_0^1 x\left[q_u\left(x,Q^2\right)+q_d\left(x,Q^2\right)+q_{sea}\left(x,Q^2\right)\right]dx \qquad (۱۰)$$

در رابطه بالا، $q_i\left(x,Q^2\right),\ \ i=u,d,seaquark$ توابع توزیع پارتونی اند.

چون تابع تحول $L_q\left(x,Q^2\right)$ همانند تابع تحول پارتون‌های ناقطبیده است و شکل پارامتری پذیرفته شده‌ی آنها به صورت زیر است، ما همین شکل را حفظ خواهیم کرد. بنابراین، می‌توانیم بنویسیم:

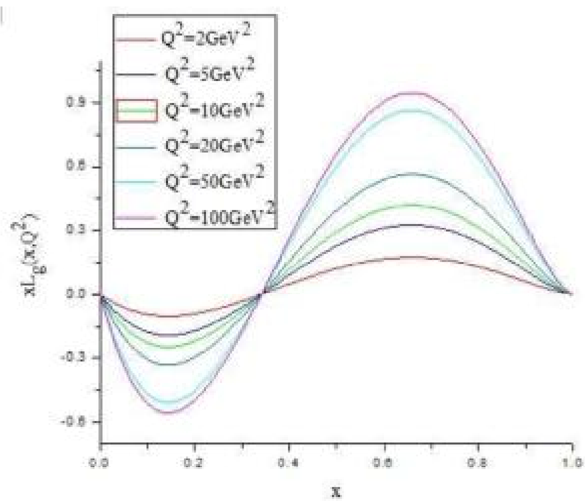
$$L_q\left(x,Q^2\right) = A\left(M+NQ^2+PQ^4+\frac{R}{Q^4}\right)(1-x)^C(1+Bx) \qquad (۱۱)$$

مقادیر پارامترهای آزاد رابطه (۱۱) از برازش داده‌ها به‌دست می‌آیند. شکل (٤) نمودار $xL_q\left(x,Q^2\right)$ را به ازای چند مقدار Q^2 نشان می‌دهد.



شکل ٤ : تکانه‌ی زاویه ای مداری کوارک در مدل ولون به ازای مقادیر مختلف Q^2.

با طی مراحلی مشابه با آنچه برای $L_q\left(x,Q^2\right)$ انجام گرفت، می توان به رابطه مناسب برای $L_g\left(x,Q^2\right)$ دست یافت. شکل (۵) نمودار مربوط به $xL_g\left(x,Q^2\right)$ را به ازای چندین مقدار Q^2 نشان می‌دهد.



شکل ۵ : تکانه‌ی زاویه ای مداری گلوئون در مدل ولون به ازای مقادیر مختلف Q^2.

نتیجه گیری

بررسی‌های ما نشان می‌دهند که:

۱- سهم تکانه‌ی زاویه ای مداری کوارک در تکانه‌ی زاویه ای کل نوکلئون مقدار مثبت و نسبتاً کوچکی است. اما سهم گلوئون در تکانه‌ی زاویه ای مداری چشم گیر است.

۲- تکانه های زاویه ای مداری و کل کوارکهای u و d مستقل از مقدار Q^2 به نظر می آیند. اگرچه وابستگی جزیی برای J_u در Q^2های کوچک دیده می‌شود، اما سریعاً از بین می رود.

مرجع‌ها

[1] R. L. Jaffe and A. Manohar, *Nucl. Phys. B* **337** (1990) 509.
[2] X. D. Ji, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 610.
[3] R. C. Hwa, *Phys. Rev. D* **22**, 759 (1980).
[4] R. C. Hwa and C. B. Yang, *Phys. Rev. C* **66**, 025205 (2002).
[5] F. Arash and F. Taghavi-Shahri, *JHEP***07** (2007); F. Arash and F. Taghavi-Shahri, *Phys. Lett. B* **668** (2008) 193; F. Taghavi-Shahri and F. Arash, *Phys. Rev. C* **82** (2010) 035205; A. Shahveh, F. Taghavi-Shahri and F. Arash, *Phys. Lett. B* **691** (2010) 32-36.
[6] A. Airapetian et al., *HERMES Collaboration Phys. Lett. B* **666** (2008) 446; *ibid Phys. Rev. D* **71** (2005) 012003; *D* **75** (2007) 012007.
[7] A. Shahveh, F. Taghavi-Shahri and F. Arash, *Phys. Lett. B* **691** (2010).
[8] F. Arash and F. Taghavi-Shahri, *JHEP***0707** (2007) 071.
[9] P. G. Ratcliffe, *Phys. Lett. B* **192** (1987) 180.
[10] X. D. Ji, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 7114.
[11] M. Wakamatsu and Y. Nakakoji, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 074011.
[12] P. Hoodbhoy, X. Ji and W. Lu, *Phys. Rev. D* **59** (1998) 014013.
[13] F.Arash and A. N. Khorramian, *Phys. Rev. C* **67** (2003) 045201.
[14] Bacchetta and Radici, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 2118.
[15] M. Guidal et al., *Phys. Rev. D* **72** (2005) 054013.
[16] Gockeler et al., *Phys. Rev. Lett.* **107** (2004) 042002.
[17] S. V. Goloskokov and P. Kroll, *Eur. Phys. J. C* **59** (2009) 809.